

Ю.В. БАТЫГИН, д-р техн. наук, проф., ХНАДУ, Харьков
М.В. БАРБАШОВА, аспирант, ХНАДУ, Харьков
Е.А. ЧАПЛЫГИН, канд. техн. наук, доцент, ХНАДУ, Харьков

**ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ
ЛИСТОВЫХ МЕТАЛЛОВ СИСТЕМОЙ С ОБМОТКАМИ
ИНДУКТОРОВ В ВИДЕ ТОНКОСТЕННЫХ ЭКРАНОВ**

В статье предложен и теоретически обоснован способ бесконтактного измерения удельной электропроводности листового ферромагнетика с помощью "встречных" магнитных полей в системе с индукторами, обмотки которых представляются тонкостенными проводящими слоями. Приведены аналитические соотношения для расчета.

Ключевые слова: бесконтактное измерение, удельная электропроводность, листовая ферромагнетик.

Введение. Недостатком известных способов измерения удельного электрического сопротивления (удельной электропроводности проводников) является наличие электрических контактов в процессе самого измерения. Это вносит значительную погрешность в процесс измерения, т.к. сами контакты (места подсоединения) обладают своим значением активного сопротивления – переходное сопротивление [1, 2].

Отмеченного недостатка лишены бесконтактные системы измерения удельной электропроводности проводников, основанные на идее о взаимодействии "встречных" магнитных полей двух соленоидов[3]. Впервые такие системы применялись в технике формирования плазменных сгустков [4]. Несколько позже в магнитно-импульсной обработке металлов для холодной сварки немагнитных тонкостенных проводников при их высокоскоростном соударении был предложен аналогичный способ устранения негативных следствий проникновения полей сквозь обрабатываемые объекты [5].

Сущность данного способа состоит в суперпозиции магнитных потоков двух независимых источников. Последние размещаются параллельно листовым металлам с внешней стороны по отношению к каждому из них. Амплитудно-временные характеристики действующих полей выбираются таковыми, чтобы результирующий магнитный поток во внутренней полости между листами обращался в нуль. Данный выбор обеспечивается определенным соотношением, устанавли-

вающим формализованную математическую связь между напряженностями, геометрическими и электрофизическими параметрами металлов между источниками возбуждаемых полей [6]. Если металлы немагнитны, то влияющими электрофизическими параметрами являются исключительно удельные электропроводности. В этом случае вышеупомянутое соотношение будет связывать напряженности полей источников, толщины и собственно удельные электропроводности листовых металлов. Именно оно может послужить базовой основой бесконтактного способа определения проводимости исследуемого объекта.

Цель и задачи исследования – теоретическое обоснование способа бесконтактного измерения удельной электропроводности листового ферромагнетика с помощью "встречных" магнитных полей в системе с индукторами, обмотки которых представляются тонкостенными проводящими слоями, отделяющими собственно систему от свободного полупространства.

Измерение электропроводности – теория. Предлагаемая модельная схема системы приведена на рис. 1.

Измерительный комплекс состоит из параллельно размещенных плоского индуктора – 1, первого немагнитного листового металла (со стороны индуктора – 1), второго листового магнитного металла (со стороны индуктора – 2) и, собственно, плоского индуктора – 2.

Все составляющие комплекса разделены диэлектрическими промежутками.

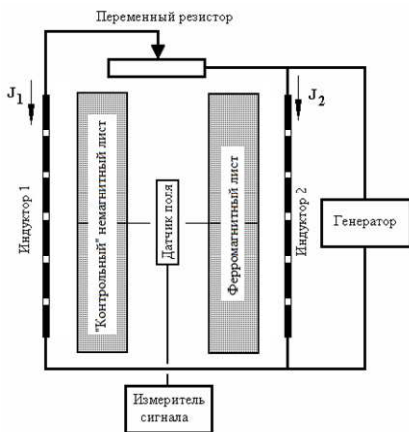


Рис. 1 – Модельная схема измерения удельной электропроводности листовых металлов при возбуждении системы индукторами с "тонкостенными" обмотками.

Индукторы – 1 и 2 подключаются к источнику питания так, чтобы обеспечить возможность отдельной регулировки токов в их обмотках, что позволяет добиться нулевого магнитного потока в пространстве между листами.

Немагнитный металл является контрольным. Его электропроводность – γ_1 , магнитная проницаемость – $\mu_1 \approx \mu_0$ (μ_0 – магнитная проницаемость вакуума) и толщина – d_1 известны. Второй листовой металл обладает известной толщиной – d_2 , но неизвестными электропроводностью – γ_2 и магнитной проницаемостью – μ_2 .

Из соотношения, включающего амплитуды сигналов в индукторах и электрофизические параметры металлов между ними, можно определить неизвестную удельную электропроводность одного из них [7].

Следует подчеркнуть, что работоспособность предлагаемого способа зависит от многих факторов. Но обязательным среди них является низкочастотный временной режим, обеспечивающий достаточную "прозрачность" элементов системы для действующих полей, что означает их интенсивное проникновение сквозь листовые металлы и обмотки индукторов. В этом случае система, вероятно, не потребует специального источника питания, а сможет работать просто от сети промышленного напряжения.

Первая часть решения поставленной задачи была проведена в [8]. Не повторяя всего хода вычислений, выпишем полученное аналитические соотношения, связывающую суммарные напряженности магнитного поля на внешних граничных поверхностях листовых металлов и суммарную напряженность во внутренней полости между ними.

$$H_3(p, \lambda) = \frac{\left[S_1(p, \lambda) \cdot H_1(p, \lambda) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \cdot H_2(p, \lambda) \right]}{F_1(p, \lambda)}, \quad (1)$$

где $H_1(p, \lambda) = H_1^{(\text{№}1)}(p, \lambda) + H_1^{(\text{№}2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 на поверхности первого листового металла (со стороны индуктора № 1);
 $H_2(p, \lambda) = H_2^{(\text{№}1)}(p, \lambda) + H_2^{(\text{№}2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 на поверхности второго листового металла (со стороны индуктора № 2);
 $H_3(p, \lambda) = H_3^{(\text{№}1)}(p, \lambda) + H_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda)$ – напряженность магнитного поля, возбуждаемая индукторами № 1 и № 2 во внутренней полости между листовыми металлами;

$$F_1(p, \lambda) = F_1^{(\lambda \neq 2)}(p, \lambda) = F_1^{(\lambda \neq 1)}(p, \lambda) = (S_1(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1) + \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) S_2(p, \lambda) \operatorname{ch}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2) - 2d);$$

$$S_1(p, \lambda) = \frac{1}{q_1(p, \lambda) \cdot \operatorname{sh}(q_1(p, \lambda) \cdot d_1)}, \quad S_2(p, \lambda) = \frac{1}{q_2(p, \lambda) \cdot \operatorname{sh}(q_2(p, \lambda) \cdot d_2)}.$$

Из соотношения (1) следует, что напряженность магнитного поля во внутренней полости системы будет равна нулю, если

$$\frac{H_1(p, \lambda)}{H_2(p, \lambda)} = - \left(\frac{\mu_2}{\mu_0} \right) \cdot \frac{S_2(p, \lambda)}{S_1(p, \lambda)}. \quad (2)$$

При $|q_1(p, \lambda) \cdot d_1| \ll 1$, $|q_2(p, \lambda) \cdot d_2| \ll 1$, $\mu_2 \rightarrow \mu_0$ и $\lambda \rightarrow 0$ следует зависимость: $\frac{H_{1m}}{H_{2m}} = - \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}$, с точностью до обозначений

совпадающая с аналогом, полученным авторами [5, 6]. Данное обстоятельство есть свидетельство достоверности результата (2).

Зависимость (2) связывает образы напряженностей магнитных полей в рабочих зонах индукторов с геометрическими и электрофизическими характеристиками металлических листов. Она соответствует состоянию, когда имеет место развитие электромагнитных процессов в двух измерениях: OZ и OY.

В направлении OZ процесс определяется постоянными распространения полей, генерируемых индукторами № 1 и № 2 – $q_{1,2}(p, \lambda)$, соответственно. В направлении OY постоянная распространения возбуждаемых полей – это λ .

Для упрощения действительности рассматриваемой системы необходимо перейти к режиму работы, когда имеют место исключительно одномерные электромагнитные процессы. Это возможно при выполнении определенных условий. Установим их.

Все выражения для возбуждаемых полей содержат функцию – $f(\lambda)$, представляющую собой ядро интегрального косинус-преобразования Фурье пространственного распределения плотностей токов в индукторах. Эта функция и определяет развитие электромагнитных процессов в направлении оси OY.

При равномерном распределении токов в индукторах, когда $f(y) = [\eta(y+a) - \eta(y-a)]$, получаем, что

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^a f(y) \cdot \cos(\lambda y) dy = 2 \cdot \left[\frac{a}{\pi} \cdot \frac{\sin(\lambda a)}{(\lambda a)} \right]. \quad (3)$$

Известно аналитическое представление $\delta(x)$ – функции Дирака в виде [10]:

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \cdot \lim_{a \rightarrow \infty} \left[a \cdot \frac{\sin(a \cdot x)}{(a \cdot x)} \right]. \quad (4)$$

Из сопоставления выражений (3) и (4), становится очевидным, что при достаточно протяженной в поперечном направлении обмотки индукторов (строго, это $a \rightarrow \infty$) – $f(\lambda) \rightarrow 2 \cdot \delta(\lambda)$ и в подынтегральных выражениях для образов полей следует принимать, что $\lambda \rightarrow 0$, а $q_1(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$ и $q_2(p, \lambda) \rightarrow \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2}$.

Итак, для достаточно протяженных обмоток индукторов выражение (2) принимает вид:

$$\frac{H_1(p)}{H_2(p)} \approx \sqrt{\mu_2 \cdot \gamma_1} \cdot \frac{\text{sh}(\sqrt{p \mu_0 \gamma_1} \cdot d_1)}{\text{sh}(\sqrt{p \mu_2 \gamma_2} \cdot d_2)}. \quad (5)$$

Проанализируем соотношение (5) в различных физических приближениях.

Первое, в достаточно слабых или достаточно сильных полях можно считать, что условие тонкостенности (допущение п. 5) выполняется для обоих листовых металлов и $\sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1} \cdot d_1 \ll 1$,

$$\sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2} \cdot d_2 \ll 1.$$

Тогда в пространстве оригиналов по Лапласу соотношение (5) принимает вид:

$$\frac{H_1(t)}{H_2(t)} \approx \frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2}. \quad (6)$$

Второе, в произвольных магнитных полях при $\mu_2 \gg \mu_0$ использование условий тонкостенности металлических листов (допущение п. 5) не позволяет перейти от гиперболических синусов в выражении (5) к первым членам их разложений в окрестности нуля [10].

Для получения рабочего соотношения положим, что напряжённость магнитного поля со стороны немагнитного образца задана гармонической временной зависимостью, то есть, $H_1(t) = H_{1m} \cdot \sin(\omega t)$, H_{1m} – амплитуда, ω – циклическая частота

сигнала.

Соотношение (5) переписем в виде, позволяющем установить необходимые параметры напряженности магнитного поля со стороны магнитного образца.

$$H_2(p) = \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot H_1(p) \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)}. \quad (7)$$

Правую часть выражения (7) можно рассматривать как произведение $H_1(p)$ и функции, равной отношению гиперболических синусов. В пространстве оригиналов данному произведению будет соответствовать свертка [9]:

$$H_1(p) \cdot \frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu_2\gamma_2} \cdot d_2\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu_0\gamma_1} \cdot d_1\right)} \Leftrightarrow H_1(t) * F(t), \quad (8)$$

где $F(t)$ – оригинал, $F(t) \Leftrightarrow \frac{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu\gamma} \cdot d\right)}{\operatorname{sh}\left(\sqrt{p\mu\gamma} \cdot d\right)}$.

В соответствии с известными математическими методами функция $F(t)$ запишется в виде [10]:

$$F(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi n}{\tau_1} \cdot (-1)^{n+1} \cdot \sin\left(\pi n \cdot \sqrt{\frac{\mu_2\gamma_2}{\mu_0\gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right) \cdot e^{-\alpha_n \cdot t}, \quad (9)$$

где $\alpha_n = \frac{(\pi n)^2}{\tau_1}$, $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma_1 \cdot d_1^2$.

В соответствии с временными зависимостями для $H_1(t)$ и $F(t)$ раскроем свертку в выражении (8).

Получим, что

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n t} = \frac{\alpha_n}{\alpha_n^2 + \omega^2} \cdot \left[\sin(\omega t) - \left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \cdot (\cos(\omega t) - e^{-\alpha_n t}) \right]. \quad (10)$$

Для $\left(\frac{\omega}{\alpha_n}\right) \ll 1$, что интерпретируется как интерпретировать как

требование достаточно низких частот сигналов в обмотках индукторов:

$$\sin(\omega t) * e^{-\alpha_n t} \approx \frac{1}{\alpha_n} \cdot \sin(\omega t). \quad (11)$$

Результат (11) говорит о том, что при соответствующем выборе частоты магнитного поля со стороны немагнитного образца рабочая ситуация реализуется, если и поле со стороны магнитного образца так

же изменяется во времени по гармоническому закону, то есть, $H_2(t) \approx H_{2m} \cdot \sin(\omega t)$, H_{2m} – амплитуда.

С учетом (11) выражение (7) в пространстве оригиналов принимает вид:

$$H_2(t) \approx \sqrt{\frac{\mu_0 \cdot \gamma_2}{\mu_2 \cdot \gamma_1}} \cdot H_{1m} \sin(\omega t) \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n}. \quad (12)$$

Сумма в правой части зависимости (12) может быть строго вычислена [10].

$$\frac{2}{\pi} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n-1} \cdot \frac{\sin\left(n \cdot \left(\pi \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}\right)\right)}{n} = \sqrt{\frac{\mu_2 \gamma_2}{\mu_0 \gamma_1}} \cdot \frac{d_2}{d_1}. \quad (13)$$

Теперь зависимость (12) после исключения временных функций принимает вид:

$$\frac{H_{2m}}{H_{1m}} \approx \frac{\gamma_2 \cdot d_2}{\gamma_1 \cdot d_1}. \quad (14)$$

Как следует из зависимостей (6) и (14), основным результатом проведенного анализа является вывод о возможности измерения удельной электропроводности как магнитного, так и немагнитного металла, с помощью соотношения:

$$\gamma_2 \approx \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2}\right) \cdot \frac{H_{2m}}{H_{1m}}, \quad (15)$$

где $H_{1,2m}$ – амплитуды напряженностей магнитного поля в рабочих зонах индукторов.

Соотношение (15) позволяет определение неизвестной удельной электропроводности листового образца по напряженностям магнитных полей в рабочих зонах индукторов. С практической точки зрения и для полноты теоретического описания рассматриваемой системы представляет интерес соответствующее соотношение между токами в обмотках индукторов.

Напряженность магнитного поля, возбуждаемого между листовыми образцами индукторами № 1 и № 2, определяется суммированием этих выражений

$$H_3(p, \lambda) = -f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \left(j_1(p) \cdot F_3^{(\text{№}1)}(p, \lambda) + j_2(p) \cdot F_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda)\right). \quad (16)$$

Из условия $H_3(p, \lambda) = 0$ с помощью (16) находим отношение токов, обеспечивающих нуль результирующего магнитного потока во внутренней полости системы. Отметим, что из физических соображений токи в обмотках индукторов должны быть одинаково направленными.

$$\frac{j_1(p)}{j_2(p)} = \frac{F_3^{(\text{№}2)}(p, \lambda)}{F_3^{(\text{№}1)}(p, \lambda)}. \quad (17)$$

Так же как и ранее, будем считать обмотки в поперечном направлении достаточно протяженными, а листовые металлы достаточно тонкостенными.

Первое положение позволяет принять $\lambda=0$. Тогда $q_1(p, \lambda) = \sqrt{p \cdot \mu_0 \cdot \gamma_1}$, $q_2(p, \lambda) = \sqrt{p \cdot \mu_2 \cdot \gamma_2}$. Второе означает, что $|q_{1,2}(p, \lambda) \cdot d_{1,2}| = \sqrt{|p \cdot \mu_{0,2} \cdot \gamma_{1,2}|} \cdot d_{1,2} \ll 1$, и дает возможность воспользоваться первыми членами разложений гиперболических функции в окрестности нуля [9, 10].

Отметим, что, в первую очередь, нас интересует связь возбуждающих токов с электрофизическими характеристиками не только листовых металлов, но и проводящих обмоток индукторов. Как следует из физических соображений, именно эта связь определяет протекание электромагнитных процессов в исследуемой системе. Чтобы выделить основное и пренебречь несущественными факторами, допущения – пп. 1, 7 в постановке задачи о малости воздушных изоляционных зазоров можно усилить, положив $h \approx 2d \rightarrow 0$.

Все необходимые математические выкладки проведем для возбуждения системы каждым из индукторов в отдельности. После чего результаты скомпилируем.

Индуктор №1.

Вначале преобразования функциональных составляющих.

$$S_1(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}, \quad S_2(p) \approx \frac{1}{p\mu_2(\gamma_2 d_2)}, \quad S_3(p) \approx 1, \quad F_2^{(\text{№}1)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_i d_i)},$$

$$S_4(p) \approx \frac{p\mu_0(\gamma_2 d_2)}{1 + \left(\frac{\gamma_2 d_2}{\gamma_i d_i} \right)}, \quad F_1^{(\text{№}1)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)} \cdot \left(1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_2 d_2} \right) \right),$$

$$F_3^{(\text{№}1)}(p) \approx \frac{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i)}.$$

Выражения для напряженностей магнитных полей, возбуждаемых в системе индуктором № 1, принимают вид:

а) со стороны источника поля,

$$H_1^{(\mathcal{N} \circledast 1)}(p) \approx -j_1(p). \quad (18)$$

б) во внутренней полости, формула,

$$H_3^{(\mathcal{N} \circledast 1)}(p) \approx -j_1(p) \cdot \left(\frac{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (19)$$

в) вне системы, формула,

$$H_2^{(\mathcal{N} \circledast 1)}(p) \approx -j_1(p) \cdot \left(\frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (20)$$

Индуктор №2.

Аналогичные предыдущему преобразования функциональных составляющих.

$$S_1(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}, \quad S_2(p) \approx \frac{1}{p\mu_2(\gamma_2 d_2)}, \quad F_2^{(\mathcal{N} \circledast 2)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_i d_i)},$$

$$S_5(p) \approx \frac{p\mu_0(\gamma_1 d_1)}{1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_i d_i} \right)}, \quad S_6(p) \approx 1, \quad F_1^{(\mathcal{N} \circledast 1)}(p) \approx \frac{1}{p\mu_0(\gamma_1 d_1)} \cdot \left(1 + \left(\frac{\gamma_1 d_1}{\gamma_2 d_2} \right) \right),$$

$$F_3^{(\mathcal{N} \circledast 2)}(p) \approx \frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{(\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i)}.$$

Выражения для напряженностей магнитных полей, возбуждаемых в системе индуктором № 2, принимают вид:

а) со стороны источника поля, формула,

$$H_2^{(\mathcal{N} \circledast 2)}(p) \approx -j_2(p). \quad (21)$$

б) во внутренней полости, формула,

$$H_3^{(\mathcal{N} \circledast 2)}(p) \approx -j_2(p) \cdot \left(\frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (22)$$

в) вне системы, формула,

$$H_1^{(\mathcal{N} \circledast 2)}(p) \approx -j_2(p) \cdot \left(\frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1 + \gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i} \right). \quad (23)$$

Соотношение между токами (17). Подставим в его правую часть выражения для $F_3^{(\mathcal{N} \circledast 1, \mathcal{N} \circledast 2)}(p)$.

После перехода в пространство оригиналов получаем, что

$$\frac{j_1(t)}{j_2(t)} = \frac{\gamma_1 d_1 + \gamma_i d_i}{\gamma_2 d_2 + \gamma_i d_i}. \quad (24)$$

Если принять, что временные зависимости токов в обмотках индукторов одинаковы, отличны только их амплитуды – $J_{1,2m}$, то из зависимости (24) можно найти, что

$$\gamma_2 = \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \left(\frac{J_{2m}}{J_{1m}} \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right) - \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right). \quad (25)$$

Численная оценка. В качестве примера приведем один из вариантов практической реализации предлагаемого способа измерения удельной электропроводности листовых металлов в системе с тонкостенными обмотками индукторов.

Принципиальная схема соответствует рис. 1.

Индукторы представляют собой плоские прямоугольные соленоиды, обмотки которых выполнены соответствующим травлением медного покрытия толщиной 0,1 мм на поверхности фольгированного диэлектрика. Количество витков – $w \approx 10$, ширина обмотки – $a \approx 40,0$ мм. Изоляционные промежутки – $h, (2d) \approx 1$ мм.

Датчик поля в центральной полости между листами представляет собой катушку с числом витков $\sim N \approx 1000$, которая располагается перпендикулярно виткам обмоток индукторов (ее поперечное сечение ~ 1 мм \times 10 мм, $S \approx 10^{-5}$ м²). К электрическим выводам датчика подключается интегратор. Сигнал с интегратора подается на осциллограф.

В цепи питания индукторов включаются амперметры.

Один из листов является контрольным образцом. Пусть это будет медная фольга толщиной – $d_1 \approx 50$ мкм, $\gamma_1 \approx 6 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$.

Толщина второго листа может быть измерена, положим, что $d_2 \approx 1,0$ мм, $\gamma_2 \approx ?$

Обмотки индукторов подключаются к источнику с частотой генерируемого сигнала – $f_c \approx 1000$ Гц. Варьируя токи питания, следует добиться нулевой разности потенциалов на выходе датчика поля. Тогда неизвестная электропроводность может быть найдена с помощью соотношения (40):

$$\gamma_2 = \left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{d_2} \right) \cdot \left(\left| \frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right| \cdot \left(1 + \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right) - \frac{\gamma_i d_i}{\gamma_1 d_1} \right),$$

где $J_{1,2m}$ – амплитуды токов в обмотках индукторов.

Примечание. Токи в обмотках индукторов имеют одинаковое направление.

Если токи питания составляют $\sim 2\text{А}$, то возбуждаемая напряженность магнитного поля будет составлять $\sim H_m \approx 50\text{ А/м}$. В катушке датчика должна генерироваться ЭДС порядка $\sim E = w \cdot S \cdot (2\pi \cdot f_c) \cdot (\mu_0 \cdot H_m) \approx 4,0\text{ мВ}$.

Например, если исследуемый образец – немагнитная сталь с электропроводностью – $\gamma_2 \approx 0,4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}$, то $\gamma_2 \cdot d_2 \approx 4000$.

Контрольный образец – $\gamma_1 \cdot d_1 \approx 3000$. Медь обмотки индукторов – $\gamma_i \cdot d_i \approx 6000$.

В этом случае отношение токов в обмотках индукторов должно составлять

$$\left| \frac{J_{2m}}{J_{1m}} \right| \approx \frac{\left(\frac{\gamma_1 \cdot d_1}{\gamma_2 \cdot d_2} + \frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1} \right)}{\left(1 + \frac{\gamma_i \cdot d_i}{\gamma_1 \cdot d_1} \right)} = \frac{2}{3}.$$

Проведенные оценки наглядно и убедительно иллюстрируют практическую действенность предлагаемого способа измерения удельной электропроводности листовых металлов в предлагаемом варианте конструктивного исполнения системы с "встречными" магнитными полями.

Выводы. Основным результатом проведенных исследований являются:

- обоснование практической действенности конструктивного варианта исполнения реальной измерительной системы,
- оценка влияния обмоток индукторов, как тонкостенных экранов, отделяющих измерительную систему от свободного полупространства,
- получение рабочих соотношений для определения неизвестной удельной электропроводности тонкостенных листовых металлов,
- независимость рабочих соотношений для определения электропроводности от наличия магнитных свойств исследуемого металла, то есть, предлагаемая система позволяет измерение электрофизических характеристик проводников любой природы,

Список литературы: 1. *Малиновский В.Н.* Электрические измерения / Под ред. *Малиновского В.Н.* – М.: Энергоатомиздат, 1987. 2. *Тер-Хачатуров А.А.*

Измерительная техника / *Тер-Хачатуров А.А., Алиев Т.М.* – М.: Высшая школа, 1991. **3.** Пат. 96335 України, В21 Д 26/14. Спосіб вимірювання питомої електропровідності листових металів / *Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Смірнов Д.О.*; заявник та патентовласник Харківський нац. автом.-дорожн. ун-т. – № а200913091 заявл. 16.12.2009; опубл. 25.11.2011, Бюл. № 20. **4.** *Дашук П.Н.* Техника больших импульсных токов и магнитных полей. / [Дашук П.Н., Зайенц С.Л., Комельков В.С. и др.]; под ред. проф. *Комелькова В.С.* – М.: Атомиздат. 1970. **5.** *Батыгин Ю.В.* Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1 / *Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хищенко Л.Т.*, Издание 2-е переработанное и дополненное. Под общей ред. проф., д.т.н. *Батыгина Ю.В.* – Харьков: Изд. "МОСТ-Горнадо". – 2003. – 284 с. **6.** *Батыгин Ю.В.* Магнитное поле в системе из двух соленоидов, разделенных тонкостенными проводниками / *Батыгин Ю.В., Щетинская И.И., Хищенко Л.Т.* – Киев: Техническая электродинамика. – 1990. – № 4. **7.** *Батыгин Ю.В.* Бесконтактный способ измерения удельной электропроводности листовых металлов / [*Ю.В. Батыгин, А.В. Гнатов, М.В. Барбашова* та ін] // Електротехніка і електромеханіка. – Харків: 2012. – № 1 – С. 69-72. **8.** *Батыгин Ю.В., Барбашова М.В., Чаплыгин Е.А.* Анализ электромагнитных процессов в системе для измерения удельной электропроводности листовых металлов с "тонкостенными" обмотками // Вісник НТУ "ХПІ". Серія: Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. – Харків: НТУ "ХПІ", 2013. – 15(988). – С. 110-121. **9.** *Шнеерсон Г.А.* Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов / *Шнеерсон Г.А.* – Лт.: Энергоиздат. 1981. **10.** *Корн Г.* Справочник по математике / *Корн Г., Корн Т.* – М.: "Наука". 1973. – 831 с.

Поступила в редколлегию 25.12.2012



Батыгин Юрий Викторович, профессор, доктор технических наук. Защитил диплом инженера, диссертации кандидата и доктора технических наук, последнюю в Харьковском политехническом институте по специальности техника сильных электрических и магнитных полей, соответственно в 1972, 1977, 1993 гг. Заведующий кафедрой "Физика" Харьковского национального автомобильно-дорожного университета с 2009 г. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.



Барбашова Марина Викторовна, защитила диплом магистра физико-энергетического факультета по специальности "Прикладная физика" Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина в 2010 г. Аспирант кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.



Чаплыгин Евгений Александрович, кандидат технических наук. Защитил диплом инженера, диссертацию кандидата технических наук в Национальном техническом университете "ХПИ" по специальности техника сильных электрических и магнитных полей, соответственно в 2003, 2009 гг. Доцент кафедры физики Харьковского национального автомобильно-дорожного университета. Основные направления научной деятельности: магнитно-импульсная обработка листовых металлов.

УДК 621.318

Измерение удельной электропроводности листовых металлов системой с обмотками индукторов в виде тонкостенных экранов / Батыгин Ю.В., Барбашова М.В., Чаплыгин Е.А. // Вісник НТУ "ХПІ". Серія: Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. Теорія і практика. – Х.: НТУ "ХПІ", 2013. – № 35 (1008). – С. 70-82. Бібліогр.: 10 назв.

У статті запропоновано та теоретично обґрунтовано спосіб безконтактного вимірювання питомої електропровідності листового феромагнетика за допомогою "зустрічних" магнітних полів у системі з індукторами, обмотки яких представляються тонкостінними провідними шарами. Приведено аналітичні співвідношення для розрахунку.

Ключові слова: безконтактне вимірювання, питома електропровідність, листовий феромагнетик.

In the paper a technique of noncontact measuring of electric conductivity of a ferromagnetic sheet by means of "colliding" magnetic fields in a system with inductors which windings are represented by thin-walled conductor layers is offered and theoretically proved. Analytical relations for calculation are given.

Key words: non-contact measurement, electrical conductivity, sheet ferromagnetic.